

N° D'ORDRE : 102

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ (SCIENCES)

PAR

Martin FERBER

1^{re} Thèse : Une anomalie observée dans la distribution statistique des intervalles provenant d'un enregistrement de particules alpha de polonium. Sa répercussion dans le temps.

2^e Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues en 1941 devant la Commission d'examen :

MM. J. THIBAUD, *Président.*

H. EYRAUD

J. DUFAY

Membres du Jury.

IMPRIMERIE DE TRÉVOUX

G. Patissier

—
1941

UNE ANOMALIE OBSERVÉE DANS LA DISTRIBUTION
STATISTIQUE DES INTERVALLES
PROVENANT D'UN ENREGISTREMENT DE PARTICULES
ALPHA DE POLONIUM.
SA RÉPERCUSSION DANS LE TEMPS

N° D'ORDRE : 402

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ (SCIENCES)

PAR

Martin FERBER

1^{re} Thèse : Une anomalie observée dans la distribution statistique des intervalles provenant d'un enregistrement de particules alpha de polonium. Sa répercussion dans le temps.

2^e Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues en 1941 devant la Commission d'examen :

MM. J. THIBAUD, *Président.*

H. EYRAUD
J. DUFAY } *Membres du Jury.*

IMPRIMERIE DE TRÉVOUX

G. Patissier

—
1941

UNIVERSITE DE LYON - FACULTE DES SCIENCES

Doyen

M. DOUIN, *, ∞ , ∞ I., *Botanique*.

Assesseur

M. CARDOT, *, ∞ I., *Physiologie générale*.

Doyen Honoraire

M. LONGCHAMBON, *, ∞ , ∞ I., $\star$.

Professeurs honoraires

MM. VESSIOT, C. *, ∞ I.	VANEY, *, ∞ I., $\star$,
RIGOLLOT, *, ∞ I.	ROMAN, *, ∞ I.,
COUTURIER, *, ∞ I., $\star$,	DULAC, *, ∞ I.,
	MEUNIER, O. *, ∞ I.,

Professeurs

MM. N...

SIRE, *, ∞ I., $\star$, *Mécanique rationnelle et appliquée*.
CARDOT, *, ∞ I., *Physiologie générale*.
LOCQUIN, *, ∞ I., *Chimie générale*.
LONGCHAMBON, *, ∞ , ∞ I., $\star$, *Minéralogie*.
DOUIN, *, ∞ , ∞ I., *Botanique*.
DÉJARDIN, *, ∞ I., *Physique générale*.
SOLLAUD, ∞ I., *Zoologie*.
THIBAUD, ∞ A., *Physique expérimentale*.
LEMARCHANDS, *, ∞ I., *Chimie appliquée*.
EYRAUD, ∞ I., *Mathématiques*.
THORAL, *Géologie*.
FROMAGEOT, ∞ A., *Chimie biologique*.
AUMÉRAS, ∞ A., *Chimie physique*.

Maîtres de conférences et chargés de cours

MM. DŒUVRE, ∞ I., *Chimie organique*.
PRETTRE, *Chimie minérale*.
KÜHNER, *Botanique*.
M^{me} DUBREUIL-JACOTIN, *Mathématiques*.
MM. BERNARD, *Zoologie*.

Chargés de cours complémentaires

Mlle BACHRACH, ∞ I., *Physiologie*.
MM. DUFAY, ∞ I., *Astronomie et Physique supérieure*.
VIRET, ∞ I., *Etude des roches*.
RANSON, *Géométrie supérieure*.
TRONCHET, ∞ , *Botanique agricole*.
MAYET, *, ∞ I., $\star$, *Anthropologie*.
PELOSSE, ∞ I., *Sériciculture*.

COLONGE, ∞ A., *Chimie générale*.

Secrétaire

M. ROUX ∞ A.



JE DÉDIE CES PAGES

A mes parents et à mon frère qui à travers des temps difficiles et jusqu'à la séparation survenue par suite des événements n'ont cessé de me témoigner de leur affection.

A ma femme, la compagne fidèle et courageuse.

A ses parents et à ses proches auprès desquels j'ai trouvé l'accueil généreux et le bonheur d'un foyer paisible.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Une anomalie observée dans la distribution
statistique des intervalles
provenant d'un enregistrement de particules
alpha de polonium.**

Sa répercussion dans le temps.

Ce travail fait partie d'une série de publications de l'Institut de Physique Atomique, consacrées à l'étude statistique des désintégrations d'atomes de polonium.

L'origine de toutes ces études se trouve dans un rapport de Monsieur le professeur J. THIBAUD, Directeur de l'Institut de Physique Atomique au *Journal de Physique* en 1937 (*Bulletin Soc. Fr. de Phys.* n° 406 ; *Journal de Phys.*, p. 94 s., 1937). Dans ce rapport, M. J. THIBAUD relève un effet d'oscillations dans la distribution MARSDEN-BARATT. Dans un travail particulièrement bien documenté (*Annales de l'Université de Lyon*, 1940, pp. 31-66). M. J. THIBAUD soumet cet effet à un examen détaillé et approfondi. C'est grâce à la réalisation d'un dispositif d'enregistrement automatique, très sûr, à grand pouvoir de résolution dans le temps et capable d'analyser la distribution dans des angles solides voisins de 4π (dispositif dont les caractéristiques sont exposées dans « Techniques actuelles en physique nucléaire » de J. THIBAUD,

L. CARTAN, P. COMPARAT) que l'étude de tels effets secondaires a pu être entreprise.

Signalons parmi les autres travaux de l'Institut de Physique Atomique, la thèse de doctorat de M. J. BRENET « Contribution à l'étude statistique des particules alpha du polonium » consacrée à l'étude du comportement dans le temps de l'enregistrement (fluctuations périodiques de l'intervalle moyen) et parmi nos propres travaux une publication parue au *Journal de Physique* en 1939 (p. 134-142), où nous nous posions la question s'il y avait interdépendance entre les désintégrations consécutives d'atomes de polonium et où nous croyions avoir des raisons pour mettre en doute l'indépendance vigoureuse généralement admise.

C'est sur le conseil de M. J. THIBAUD que nous avons repris l'étude de cette question, en utilisant un de ses meilleurs enregistrements, un enregistrement de 4500 intervalles que M. THIBAUD a bien voulu mettre à notre disposition.

PREMIERES CONSTATATIONS

Nous faisons le classement par déciles, en rangeant les 4.500 intervalles de notre enregistrement d'après leur grandeur croissante et en découpant cette série en dix parties égales chacune de 450 intervalles. Dans l'ordre croissant, nous appelons ces parties les déciles a, b, c..., k. Un intervalle est dit être un intervalle d, s'il appartient, d'après ce classement au décile d. Les intervalles des 5 premiers déciles forment la classe A, ceux des 5 autres la classe B. Les intervalles A sont plus petits, ceux de la classe B plus grands que l'intervalle médian observé.

En revenant à la série naturelle d'intervalles telle qu'elle se présente sur notre enregistrement, nous relevons le

nombre des suites AA, AB, BA et BB. Nous obtenons le tableau à 4 cases suivant :

1 \ 2	A	B
	1080	1170
A	1080	1170
B	1170	1080

Son coefficient de corrélation est $-0,04$.

Il est négatif du fait de la prédominance de suites alternatives (intervalles court-long. long-court). Si l'indépendance était stricte, il devrait se tenir entre les limites $0 \pm 0,0002$ qu'il dépasse très nettement. (Nous donnons partout dans cette étude la limite la plus large, à savoir l'écart quadratique moyen qui, dans la distribution de GAUSS a la probabilité de 0,68 de n'être pas dépassée).

Dans la suite, nous avons calculé les valeurs moyennes des distributions, sélectionnées par les déciles. La distribution sélectionnée par le décile a (symbole : (a)) contient tous les intervalles qui, dans l'enregistrement sont consécutifs à un intervalle a.

L'intervalle moyen de l'enregistrement étant de 17,8 mm., nous obtenons le tableau suivant :

Distribution sélectionnée	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)	(i)	(k)
Valeur moyenne	18,9	17,7	17,2	19,2	18,1	17,9	17,3	17,0	17,0	16,8

De l'ensemble des deux tableaux qui s'appuient mutuellement, se dégage la conclusion que l'hypothèse d'une indépendance stricte doit être rejetée. Il y a une tendance faible, mais systématique qui impose aux intervalles courts un trop grand nombre d'intervalles longs comme successeurs et réciproquement ; ce qui fait que la longueur moyenne des succes-

seurs d'un intervalle court est trop élevée, celle des successeurs d'un intervalle long l'étant trop peu.

Cette tendance une fois établie, il nous a paru intéressant d'étudier son action, sa répercussion dans le temps.

Pour cela, nous avons choisi une méthode graphique qui avec les calculs afférents, paraît bien convenir au sujet et le décrire de manière suffisante.

REPRESENTATION GRAPHIQUE DANS LE TEMPS

Généralités.

Nous comparons le comportement réel de l'enregistrement avec celui déduit théoriquement sous l'hypothèse de l'indépendance.

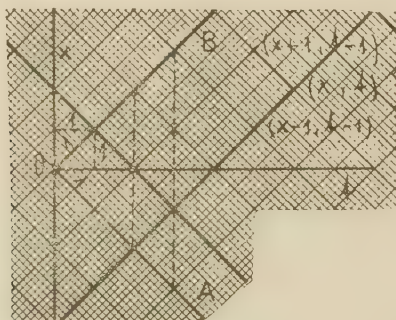


FIGURE 1 A.

Nous conservons d'abord le classement en intervalles A et B et portons les A et B dans leur suite naturelle dans un réseau à mailles carrées s'étendant du nord-ouest au sud-est et du sud-ouest au nord-est, les A dans le premier sens, les B

dans l'autre. Voir figure 1, où nous représentons la suite des 100 premiers intervalles. figure 1 a, illustrant à l'échelle quintuplée le réseau et le système des coordonnées.

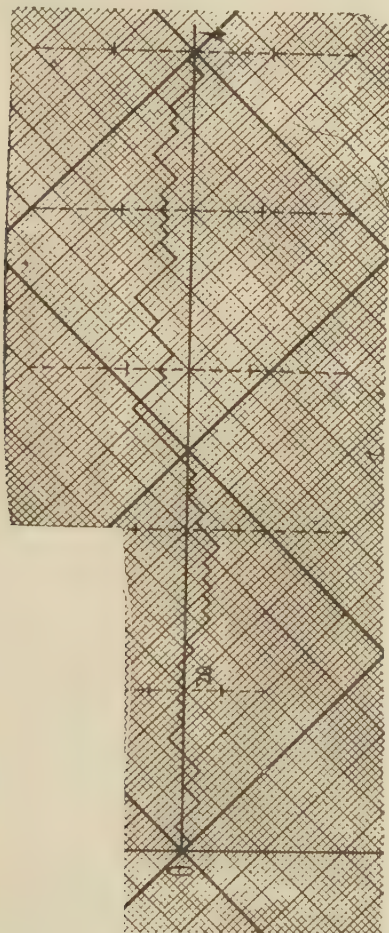


FIGURE 1 B.

Vu l'intérêt que cette représentation paraissait avoir pour nos conclusions, nous la complétons par une autre, celle-ci plus appropriée et plus précise. (Représentation continue).

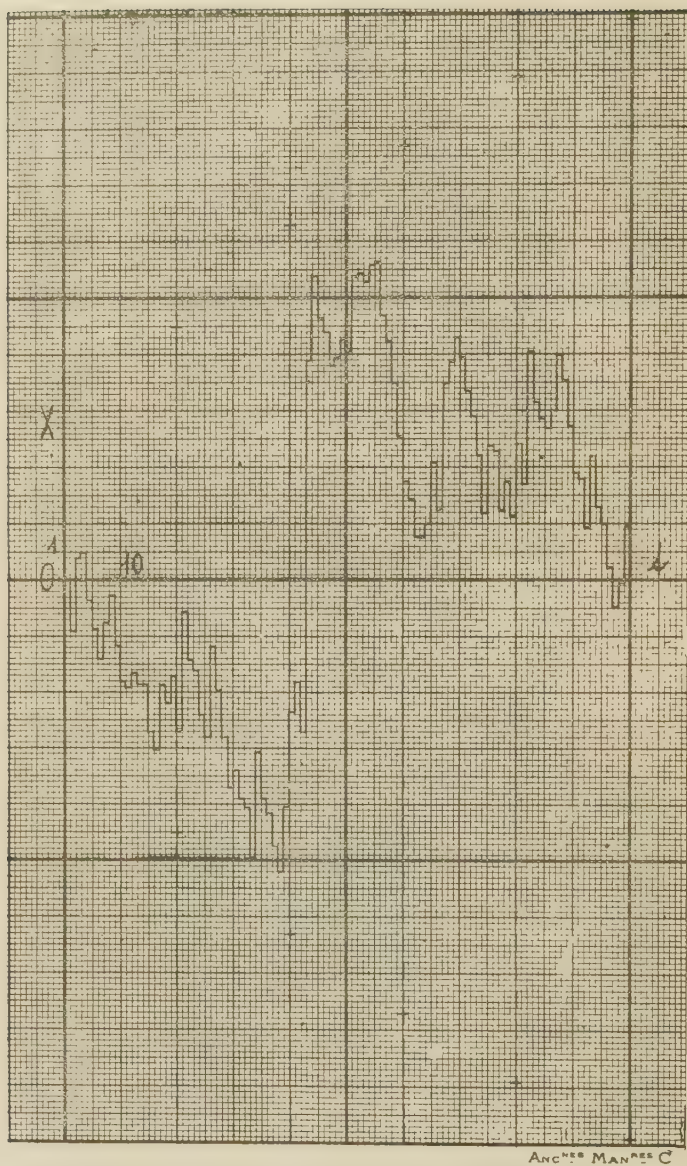


FIGURE 2.

Nous portons cette fois (figure 2) dans un système de coordonnées rectangulaires les écarts réduits des intervalles eux-mêmes. (Dans le cas de la distribution exponentielle que nous étudions ainsi, l'écart réduit d'un intervalle s'obtient en formant la différence positive ou négative de l'intervalle donné avec l'intervalle moyen de l'enregistrement et en la divisant par ce dernier. Nous portons les différences réduites positives vers le haut, les négatives vers le bas. Après chaque intervalle, nous avançons d'une unité sur l'axe horizontal.

Théorie.

Soient $S = 2n$ (dans notre cas $S = 4500$) intervalles dont n de la classe A et n de la classe B. A chaque intervalle A correspond une avance d'une unité dans la direction nord-ouest vers sud-est, à chaque intervalle B une autre dans le sens sud-ouest vers nord-est. C'est la promenade semi-dirigée en deux dimensions sous l'hypothèse (de l'indépendance) que le promeneur partant d'un carrefour donné du réseau se décide par l'un ou l'autre sens moyennant un tirage dans une urne contenant n bulletins A et n bulletins B, en ne remettant plus le bulletin tiré.

Il importe de calculer la probabilité pour que la ligne en zigzag issue de 0 passe au moment t par le point (x, t) et aussi, de connaître la distribution $f(x, t)$, sa valeur moyenne μ_1 et sa fluctuation μ_2 ; en outre, il pourrait être intéressant de connaître le nombre probable des retours à l'axe de la ligne brisée.

Nous pourrions procéder par un calcul de proche en proche. Mais nous obtiendrons le résultat d'une manière générale en établissant pour la fonction $f(x, t)$ une équation aux différences partielles finies. Celle-ci se dégage du raisonnement suivant. Pour que la ligne en zigzag passe au moment t par le point x , il faut qu'elle ait touché au moment $(t - 1)$ ou le point $(x + 1)$ ou le point $(x - 1)$. (Voir fig. 1 a). La valeur que la fonction $f(x, t)$ prend en (x, t) est donc composée de

la valeur qu'elle prend en $(x - 1, t - 1)$, multipliée par la probabilité de s'acheminer de $(x - 1)$ vers x et de la valeur qu'elle prend en $(x + 1, t - 1)$, multipliée par la probabilité de passer de $(x + 1)$ vers x

Cela nous donne l'équation aux différences partielles finies.

$$(1) \quad f(x, t) = f(x + 1, t - 1) \frac{2n - t + x + 2}{2(2n - t + 1)} \\ + f(x - 1, t - 1) \frac{2n - t - x + 2}{2(2n - t + 1)}$$

En multipliant les deux côtés par x et en sommant, où nous avons soin d'introduire au premier membre du côté droit $(x - 1)$, au second $(x + 1)$ comme nouvelles variables de sommation, nous obtenons de suite :

$$(2) \quad {}_t m_1 = {}_{t-1} m_1 \frac{(2n - t)}{(2n - t + 1)}$$

C'est une formule de récurrence qui donne finalement :

$$(3) \quad {}_t m_1 = \frac{(S - t)}{S} {}_0 m_1$$

${}_0 m_1$ étant zéro, nous avons ${}_t m_1 = 0$.

Multiplication de (1) par x^2 et sommation donne pour ${}_t m_2$ une autre formule de récurrence qui, après des calculs plus longs aboutit à :

$$(4) \quad {}_t m_2 = {}_0 m_2 \left(1 - \frac{t}{2n}\right) \left(1 - \frac{t}{2n - 1}\right) + \frac{(2n - t) t}{2n - 1}$$

d'où avec ${}_0 m_2 = 0$ et $S = 2n$.

$$(5) \quad {}_t m_2 = \frac{(S - t) t}{S - 1}$$

La distribution au moment t étant suffisamment caractérisée par sa valeur moyenne et sa fluctuation, il nous reste à calculer le nombre probable des retours à l'axe. Ces retours ne peuvent s'effectuer, comme l'on s'en convainc facilement qu'en des moments pairs de t , $t' = 2t$.

La probabilité P_{2t} d'un retour au moment $t' = 2t$ est de la forme

$$(6) \quad P_{2t} = \frac{\binom{n}{t} \binom{n}{t}}{\binom{2n}{2t}}$$

d'où, en admettant pour t et n suffisamment grands la relation :

$$\frac{(n!)^2}{(2n)!} = \frac{\sqrt{\pi n}}{2^{2n}}$$

$$(7) \quad P_{2t} = \frac{2}{\sqrt{\frac{2\pi(S-2t)2t}{S}}}$$

Le nombre probable de retours à l'axe effectués jusqu'au moment $t' = 2t$ sera de :

$$(8) \quad \begin{aligned} A_t' &= \sum_{t=0}^t P_{2t} = \int_0^{t'} \frac{dt'}{\sqrt{\frac{2\pi(S-t')t'}{S}}} \\ &= \sqrt{\frac{S}{2\pi}} \arcsin \left(\frac{2t'}{S} - 1 \right) \end{aligned}$$

en admettant la substitution de la sommation par l'intégration. Le nombre probable total de retours à l'axe est ainsi :

$$(8'') \quad A_s = \sqrt{\frac{\pi S}{2}}$$

Nous venons de développer les formules relatives à la représentation graphique discontinue.

Par le choix de l'origine, la fonction discontinue $f(x, t)$ avait au moment 0 (et S) la valeur moyenne zéro et la fluctuation un. Au moment un sa fluctuation étant de la grandeur un.

En réalisant pour la représentation continue des conditions initiales pareilles, nous pourrons, partant des considérations générales, développées par A. KHINTCHINE, A. KOLOMOGOROFF et G. PÔLYA, passer de l'équation aux différences partielles finies (1) à une équation différentielle partielle dont la solution $f(x, t)$ représentera la distribution théorique cherchée.

Nous arrivons à ces conditions en substituant aux intervalles x leur écart réduit $X = \beta(x - 1)$, et en fixant le moment $t = 0$ dans l'origine d'un système rectangulaire. Exprimée dans la nouvelle variable X la loi $\beta e^{-\beta x} dx$ prend, en effet, la forme $e^{-(X+1)} dX$ et donne au moment un la valeur moyenne zéro et la fluctuation un.

En écrivant (1) pour le point $(x + 1, t + 1)$ et en retranchant des deux côtés le terme $f(x + 1, t)$ nous obtenons :

$$\begin{aligned} (9) \quad & f(x + 1, t + 1) \\ & - f(x + 1, t) \\ & = \frac{1}{2} \left\{ f(x + 2, t) - 2f(x + 1, t) + f(x, t) \right\} \\ & + \frac{x}{2(S - t)} \left\{ f(x + 2, t) - f(x, t) \right\} \\ & + \frac{1}{S - t} f(x + 2, t) \end{aligned}$$

En passant des différences finies aux dérivées, nous obtenons :

$$(10) \quad \frac{\delta i}{\delta t} = \frac{1}{2} \frac{\delta^2 i}{\delta x^2} + \frac{1}{S-t} \frac{\delta}{\delta x} (x f)$$

Nous sommes enclins à supposer que la solution de cette équation soit de la forme

$$(11) \quad f(x, t) = \frac{h(t)}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2(t) (x-a(t))^2}$$

ou h le paramètre de précision et a la valeur moyenne sont des fonctions inconnues de t .

En portant (11) en (10) et en comparant les deux côtés, nous obtenons deux équations différentielles ordinaires pour la détermination de $h(t)$ et $a(t)$, à savoir :

$$(12) \quad \begin{aligned} h'(t) &= h(t) \left\{ \frac{1}{S-t} - h^2(t) \right\} \\ a'(t) &= - \frac{1}{S-t} a(t), \end{aligned}$$

qui donnent, compte tenu des conditions initiales $a(t) = 0$, $h(t) = \infty$ pour $t = 0$, la solution

$$(13) \quad a(t) = m_1 = 0, \quad h(t) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2(S-t)t}{S}}} \quad \text{d'où} \quad m_2 = \frac{1}{2h^2(t)} = \frac{(S-t)t}{S}$$

La solution (11) de l'équation différentielle partielle (10) sous les conditions initiales mentionnées est donc

$$(11') \quad f(x, t) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi(S-t)t}{S}}} e^{-\frac{x^2}{\frac{2(S-t)t}{S}}}$$

La probabilité d'un retour à l'axe au moment t se déduit immédiatement de (11'). Elle est :

$$P_t = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi(S-t)t}{S}}}$$

Le nombre probable de retours à l'axe effectués jusqu'au moment t résulte de (8), en substituant t à t' .

On reconnaît l'accord avec les formules développées pour le cas discontinu. Le terme $(S-1)$ dans le dénominateur de la fluctuation en (6) est devenu égal à S dans la fluctuation (13) de la distribution continue.

Observations et théorie.

a) Représentation discontinue.

Après une courte période (100 unités t) de fixation autour de l'axe, la ligne en zigzag s'en dégage jusqu'à vers 600 très franchement (cascades d'intervalles A). Elle sort des limites à 300 pour y rentrer près de 700 avec une cascade d'intervalles B qui la ramène aux environs de 850 à l'axe. De là, jusqu'à 1700, la ligne brisée reste accrochée à l'axe qu'elle quitte dans une nouvelle cascade A qui la porte près de 1900 hors les limites où elle reste, sauf pour un petit instant entre

3300 et 3.400 jusqu'à la fin. Ce n'est que vers 4000 qu'une dernière cascade de 500 intervalles B à peu près la ramène dans les limites et vers l'axe.

b) *Représentation continue.*

Description par rapport aux limites.

Après une courte période d'hésitations la ligne en zigzag descend dans une cascade d'intervalles courts jusqu'à vers 600. Elle franchit les limites à 500 pour y rentrer près de 750, emportée par une cascade d'intervalles longs qui s'étend de 600 à 1250.

Jusqu'à 1700 elle reste accrochée à l'axe qu'elle quitte avec deux cascades successives de 300 intervalles courts qui l'emmènent hors les limites où elle reste jusqu'à 2600. Elle se maintient dans la région des limites jusqu'à vers 3900 d'où une dernière cascade d'intervalles longs la ramène à l'axe.

Description par rapport aux tendances.

Nous distinguons très nettement des cascades d'intervalles courts et longs qui embrassent des groupes de 150, 300 et 600 intervalles consécutifs. Cascades d'intervalles courts : 300-600, 1600-2200, 2200-2500, 3650-3950. Cascades d'intervalles longs : 650-1250, 2.400-2.700, 3025-3075, 3900-4500. D'autre part, nous trouvons des groupes de 150 et 300 intervalles en alternance qui empêchent la ligne brisée de se dégager de son niveau momentané (1530-1680, 2370-2530, 2550-2700, 2700-3000, 3910-4060).

Nombre des retours à l'axe dans les quatre parties égales de l'enregistrement.

Partie de l'enregistrement	1	2	3	4	Total
Nombre théorique	28	14	14	28	84
Nombre observé, cas discontinu	52	34	0	8	94
— — cas continu	32	22	0	3	63

CONCLUSION

Les deux manières de représentation graphique révèlent le même phénomène, la seconde d'une manière exacte, la première d'une manière approximative parce que faisant abstraction de la vraie grandeur des intervalles. Les deux fois, la prédominance de suites en alternance empêche la ligne en zigzag dans la première partie de l'enregistrement de se détacher de l'axe, d'où le grand nombre de retours à l'axe. Une fois emmenée hors les limites, la ligne brisée y est maintenue par le même phénomène. Elle ne revient plus à l'axe que dans la toute dernière partie.

S'il n'y avait que ce phénomène des suites alternatives, la ligne en zigzag ne dépasserait nulle part les limites et resterait tout le long accrochée à l'axe.

Mais il s'y greffe un autre phénomène que nous appelons cascades d'intervalles courts (A) et longs (B). Une telle cascade A ou B se compose d'une série d'itérations d'intervalles A ou B, interrompue ça et là par quelques intervalles du genre contraire. Les itérations elles-mêmes qui constituent une telle cascade ne sont nullement trop longues. C'est le tableau suivant dans lequel même les itérations longues font systématiquement défaut qui nous l'apprend.

*Tableau des itérations A et B de longueur m.
(m intervalles A ou B consécutifs).*

Longueur m de l'itér.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Nombre théorique	1125	562	281	140	70	35	18	9	4	2
Ecart pos. ou nég.	34	24	17	12	8	6	4	3	2	1
Nombre observé	1208	583	306	138	68	32	8	4	4	0

D'autant plus le phénomène « cascade » A ou B se révèle systématique. Il s'agit de groupes de 300 et 600 intervalles constitués en majeure partie par des séries d'itérations d'un même genre. Uniformément, l'intervalle moyen diffère d'un $1/12$ à $1/15$ dans le sens négatif pour les cascades A, dans le sens négatif pour les cascades B de l'intervalle moyen de l'enregistrement.

Ce comportement systématique nous dispose à supposer que les cascades correspondent à un fait physique précis. *La valeur observée de l'intervalle moyen d'un enregistrement serait due au concours de diverses familles ou races de désintégrations qui elles-mêmes auraient les unes un intervalle moyen déterminé légèrement supérieur, les autres légèrement inférieur à celui de l'enregistrement. D'après cela le phénomène statistique « interdépendance » dont l'existence indiscutable motivait cette étude apparaîtra sous une nouvelle lumière. Il se produit à des moments où les deux tendances opposées se trouvent dans un état d'équilibre, l'une ne pouvant l'emporter sur l'autre.* Dans ces périodes critiques, une tendance de production d'intervalles courts à peine ébauchée est étouffée par la contretendance de production d'intervalles longs et inversement. D'où la difficulté de la ligne en zigzag de se détacher de l'axe et plus tard de la région hors les limites.

Cette interprétation au sens large d'une interdépendance dans la désintégration nous paraît s'imposer, d'autant plus qu'une interprétation au sens étroit exigerait une détermination de la chaîne reliant les événements successifs. Mais à une telle description uniforme le matériel d'observation s'est dérobé.

En faisant une revue rétrospective sur nos résultats obtenus antérieurement, nous trouvons qu'ils s'intègrent aisément dans nos conclusions. Si toutefois le développement en polynômes de Laguerre des distributions sélectionnées (proposé par nous, *Journ. de Phys.* 1939, pp. 134-142) garde en lui-même sa valeur, nous ne nous attendons plus à des types uniques de courbes de distributions. Cela se comprend maintenant : L'interdépendance n'étant pas un fait physique au-

tonome, mais la résultante de tendances opposées, elle ne saurait s'exprimer dans des termes uniformes.

Dans la thèse de M. BRENET, mentionnée plus haut, la représentation graphique dont nous nous sommes servi, est ébauchée. M. BRENET, procédant à la sommation de chaque fois 300 intervalles consécutifs, étudie d'une manière purement qualitative la variation dans le temps de la différence entre cette somme et son espérance mathématique. Cette représentation un peu sommaire lui sert comme illustration de la variation séculaire de l'intervalle moyen. Par d'autres méthodes, il arrive à la constatation d'une périodicité de mille fois l'intervalle moyen. Ses conclusions se basent sur un matériel d'observation de plus de 50.000 intervalles. La modicité du nôtre (4500 intervalles) ne nous permet pas de discuter ses résultats.

Ce travail a été fait à l'Institut de Physique Atomique.

Nous ne voulons pas le terminer sans exprimer à son directeur, Monsieur le Professeur THIBAUD, sous la direction duquel nous avons, pendant de longues années, l'honneur et le plaisir de travailler, notre profonde reconnaissance pour les encouragements matériels et moraux qu'il n'a cessé de nous prodiguer pendant nos recherches souvent laborieuses. Son esprit de pénétration critique, écartant d'emblée tout préjugé, de coordination et comparaison consciencieuse nous servait souvent d'exemple.

Nous devons également de vifs remerciements à Monsieur le Professeur EYRAUD, Directeur de l'Institut de Science Financière et d'Assurances pour les directives importantes dont il nous a fait bénéficier en matière de statistiques. Maintes fois ses conseils clairs et prudents nous ont guidé dans notre promenade à travers les chiffres.

DEUXIÈME THESE

Propositions données par la Faculté :

PROBLÈMES
DES PLUS COURTES DISTANCES DES PARTICULES,
ET APPLICATIONS ASTROPHYSIQUES

Lu et accepté :

Les membres du Jury,

J. THIBAUD

H. EYRAUD

J. DUFAY

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté

des Sciences de Lyon,

R. DOUIN

Vu et permis d'imprimer :

Lyon, le 25 Janvier 1941.

LE RECTEUR, PRÉSIDENT DU CONSEIL DE L'UNIVERSITÉ,

A. LIRONDELLE

IMPRIMERIE DE TRÉVOUX (AIN)
G. PATISSIER

—
1941

